

N° d'ordre : 2440

Série A

N° de série : 1574

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Yeh Wen Li

Première Thèse : Recherches sur la Radioactivité du
Samarium, du Potassium et du Rubidium
(Méthode de Compteur)

Deuxième Thèse : Proposition donnée par la Faculté.

10 JUIL 1935

Soutenues le Juin 1935 devant la Commission d'Examen

MM. J. Perrin Président

G. Urbain

F. Perrin

} Examineurs

P A R I S

LES PRESSES MODERNES

96, GALERIES BEAUJOLAIS

1935



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550425_0049

N° d'ordre : 2440

Série A

N° de série : 1574

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Yeh Wen Li

Première Thèse : Recherches sur la Radioactivité du
Samarium, du Potassium et du Rubidium
(Méthode de Compteur)

Deuxième Thèse : Proposition donnée par la Faculté.

Soutenues le Juin 1935 devant la Commission d'Examen

MM. J. Perrin Président

G. Urbain

F. Perrin

} Examineurs

P A R I S

LES PRESSES MODERNES

96, GALERIES BEAUJOLAIS

1935



FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire M. MOLLIARD.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires</i>	H. LE CHATELIER.	LÉON BRILLOUIN.	AUGER.
	H. LEBESQUE.	GOURSAT.	BLAISE.
	A. FERNBACH.	WALLERANT.	DANGEARD.
	A. LEDUC.	GUILLET.	JANET.
	Emile PICARD.	PÉCHARD.	LESPIEAU.
	Rémy PERRIER.	FREUNDLER.	MARCHIS.
			MOUTON.

PROFESSEURS

G. BERTRAND. .. T	Chimie biologique.	A. DUFOUR. T	Physique (P. C. B.).
M. CAULLERY. .. T	Zoologie (Evolution des êtres organisés).	L. DUNOYER.	Optique appliquée.
G. URBAIN. T	Chimie générale.	A. GUILLIERMOND. T	Botanique (P. C. B.).
Emile BOREL. ... T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	M. JAVILLIER. ...	Chimie biologique.
Jean PERRIN. .. T	Chimie physique.	L. JOLEAUD.	Paléontologie.
H. ABRAHAM. ... T	Physique.	ROBERT-LEVY. ...	Zoologie.
E. CARTAN. T	Géométrie supérieure.	F. PICARD.	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
M. MOLLIARD. .. T	Physiologie végétale.	Henri VILLAT. .. T	Mécanique des fluides et applications.
L. LAPICQUE. T	Physiologie générale.	Ch. JACOB. T	Géologie.
E. VESSIOT. T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	P. PASCAL. T	Chimie minérale.
A. COTTON. T	Recherches physiques.	M. FRÉCHET. ... T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.
J. DRACH. T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	E. ESCLANGON .. T	Astronomie.
Charles FABRY... T	Enseignement de Physique	M ^{me} RAMART-LUCAS T	Chimie organique.
Charles PÉREZ... T	Zoologie.	H. BÉGHIN. T	Mécanique physique et expérimentale.
Léon BERTRAND.. T	Géologie structurale et géologie appliquée.	FOCH.	Mécanique expérimentale des fluides.
P. PORTIER. T	Physiologie comparée.	PAUTHENIER.	Physique (P. C. B.).
E. RABAUD. T	Biologie expérimentale.	DE BROGLIE. T	Théories physiques.
M. GUICHARD. ...	Chimie minérale.	CHRÉTIEN.	Optique appliquée.
Paul MONTEL. .. T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	P. JOB.	Chimie générale.
P. WINTREBERT. T	Anatomie et histologie comparées.	LABROUSTE.	Physique du globe.
L. BLARINGHEM. T	Botanique.	PRENANT.	Zoologie.
O. DUBOSQ. T	Biologie maritime.	VILLEY.	Mécanique physique et expérimentale.
G. JULIA. T	Application de l'analyse à la Géométrie.	BOHN.	Zoologie (P. C. B.).
C. MAUGUIN. T	Minéralogie.	COMBES.	Botanique.
A. MICHEL-LÉVY.	Pétrographie.	GARNIER.	Calcul différentiel.
H. BÉNARD. T	Mécanique expérimentale des fluides.	PÉRÉS.	Mécanique des fluides.
A. DENJOY. T	Calcul différentiel et calcul intégral.	HACKSPILL.*	Chimie (P. C. B.).
L. LUTAUD. T	Géographie physique et géologie dynamique.	LAUGIER.	Physiologie générale.
Eugène BLOCH. .. T	Physique théorique et physique céleste.	TOUSSAINT.	Technique Aéronautique.
G. BRUHAT.	Physique.	M. CURIE.	Physique (P. C. B.).
E. DARMOIS.	Physique.	G. RIBAUD. T	Hautes températures.
A. DEBIERNE. ... T	Radioactivité.	CHAZY. T	Mécanique rationnelle.
		GAULT.	Chimie (P. C. B.).
		CROZE.	Physique.
		DUPONT. T	Théories chimiques.
		LANQUINE.	Géologie.
		VALIRON.	Mathématiques.

Secrétaire
Secrétaire honoraire

A. PACAUD.
D. TOMBECK.

A MON MAITRE

M. Jean PERRIN

Prix Nobel
Membre de l'Institut
Professeur à la Faculté des Sciences

Hommage respectueux et reconnaissant

A MES PARENTS

En souvenir de notre longue séparation

A MA COUSINE Tcheng Tei Yi

Pour son dévouement à mon Père

**Recherches sur la radioactivité
du Samarium, du Potassium
et du Rubidium
(Méthode de Compteur)**

Yeh Wen Li

INTRODUCTION

A l'époque où des savants entreprenaient les premières recherches sur la radioactivité du radium, on a tenté de trouver parmi les éléments légers, un corps aussi radioactif, c'est-à-dire émettrait spontanément des rayons ionisants. C'est ainsi qu'en 1905, J. J. Thomson ⁽¹⁾ a pu le premier mettre en évidence la radioactivité très faible du sel de potassium; Wood et Campbell ⁽²⁾ découvrirent ensuite celle du sel de rubidium, sensiblement plus intense que le premier. D'autres savants ont continué ces recherches; leurs résultats étaient différents, mais tous s'accordaient à confirmer l'existence de cette nouvelle propriété des sels alcalins en question. Par ailleurs, l'analyse chimique montra que la radioactivité en question était bien due au sel alcalin et non pas à une impureté des substances radioactives déjà connues (Elster-Geitel, Wood-Campbell, Henriot).

Cependant les résultats obtenus concernant la période et l'énergie des rayons β de ces nouveaux radioéléments sont très différents. En consultant les mémoires principaux concernant ces recherches, j'ai essayé d'entrevoir ces divergences expérimentales dont il est d'ailleurs difficile d'analyser ici l'origine d'une façon détaillée, mais voici notre conclusion générale.

1° L'intensité du rayonnement β des sels alcalins sont extrêmement faibles par rapport à celle du radium par exemple (dans

(1) J.-J. THOMSON. *Philos. Mag.*, t. 10, p. 584, 1905.

(2) WOOD-CAMPBELL. *Proc. of Camb. Philo Soc.*, t. XII, p. 15, 1906.

le rapport de 10^{-10} environ). Les instruments de recherches employés par divers auteurs étaient en général des chambres d'ionisation de dimension plus grande que le modèle courant. L'ordre de grandeur de l'ionisation dans ce cas est alors comparable à celui de la « fuite » qui est due sans doute à la radioactivité locale et des rayons cosmiques soupçonnés déjà à cette époque. D'où les erreurs expérimentales commises furent assez importantes et maintenant difficiles à contrôler. Citons un exemple: J. C. Mc. Lennan et Kennedy (1) ont constaté que le sel CNK était inactif ainsi que le rubidium, alors qu'on sait aujourd'hui que le rubidium est beaucoup plus actif que le potassium (voir Chapitre V) ; de plus, si la radioactivité était due au potassium, elle devrait se manifester quel que soit son sel.

2° Les sels examinés étaient plus ou moins purs et étalés sur une surface trop épaisse, d'où l'influence de l'absorption propre devait se faire sentir ainsi que nous l'avons montré dans le Chapitre V (p. 44).

Pour palier à ces erreurs systématiques, j'ai employé au lieu de la chambre d'ionisation, le compteur Geiger-Müller dont j'étudierai le fonctionnement dans le Chapitre III. Comme le principe de ce nouvel appareil est complètement différent de celui de la chambre d'ionisation, nous avons donc là un nouveau moyen d'attaquer le problème.

La même méthode a été employée par nous pour l'étude de la radioactivité aussi très faible du *Samarium*, découverte en 1932, par G. V. Hevesy-Pahl (2). Cet élément émet des particules α de très faible parcours (1 cm. environ) et ne donne pas de particules β , ce qui le diffère des sels alcalins.

Le fait que le samarium, le potassium et le rubidium sont très

(1) J.-C. Mc LENNAN-KENNEDY, *Philos. Mag.*, t. 16, p. 377, 1908.

(2) HEVESY-PAHL, *Nature*, t. 130, p. 846, 1932.

faiblement radioactifs pose le problème intéressant au point de vue théorique. Ce sera l'objet du chapitre final (p. 46).

Je me fais un agréable plaisir d'exprimer à Monsieur le Professeur Jean Perrin, toute l'admiration que je lui porte et la reconnaissance que je lui dois pour la bienveillance et la sympathie avec lesquelles il m'a accueilli dans son laboratoire. Une grande partie de ce travail a pu ainsi être faite à l'Institut de Biologie Physico-Chimique (fondation Ed. Rotschild).

Je remercie sincèrement M. Francis Perrin, maître de conférence, pour son amabilité et ses conseils précieux, ainsi que M. Pierre Auger qui nous a suggéré ce travail.

J'exprime enfin ma gratitude à l'Association Universitaire Franco-Chinoise de l'Université de Lyon, grâce auquel notre séjour en France (1921-1935) a été rendu possible. Comme chargé de recherches d'outre-mer, je dois également remercier l'Académie Nationale de Peiping, pour son aide efficace.

CHAPITRE PREMIER

Montages Expérimentaux

Ayant construit un compteur du genre Geiger-Müller, il nous faut encore un appareil pour noter la présence des particules ionisantes. Au cours des recherches, nous avons eu l'occasion d'employer d'abord la méthode électrométrique, ensuite la méthode à amplificateurs; ceci nous amène à décrire successivement les montages expérimentaux de ces deux méthodes. Dans le chapitre suivant, j'étudierai le fonctionnement du compteur en employant la première méthode.

I. Montage électrométrique.

Dans ce montage, on emploie essentiellement un électromètre comme appareil enregistreur des particules. L'électromètre Lutz-Edelmann que j'avais employé est peu connu et très sensible; il est donc utile d'en indiquer sommairement son mode d'emploi dans nos expériences.

Il est constitué par deux plateaux verticaux au milieu desquels se trouve un fil de platine très fin ($1\ \mu$ environ). L'extrémité inférieure du fil est collé sur une boucle en quartz très fin, ce qui assure au fil une mobilité et une force de rappel très grande, lorsque le fil s'est écarté sensiblement de sa position d'équilibre. Grâce à ce dispositif, l'appareil peut fonctionner comme un galvanomètre balistique. Supposons qu'on ait réglé l'appareil par

un jeu micrométrique, et qu'une tension $\pm V$ soit appliquée sur chacun des plateaux ; alors une décharge électrique, en arrivant au sommet du fil, fera dévier celui-ci et observable à la lunette. Pour le ramener à sa position initiale, on le recharge à l'aide d'une mise à terre par l'intermédiaire d'une grande résistance, convenablement choisie. Voici le schéma du montage que nous

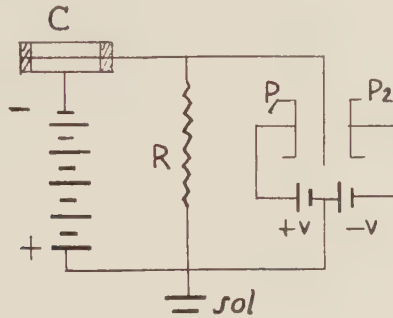


Fig 1.

avons employé dans les premières recherches. On applique deux tensions égales et de signes contraires $\pm V$ sur les plateaux P_1 et P_2 de l'électromètre. Le fil central de l'électromètre est relié d'une part au compteur, et d'autre part au sol par l'intermédiaire de la grande résistance R ($10^9 \omega$ environ), faite par nous-mêmes. En ce qui concerne la haute tension constante appliquée au compteur C , nous avons employé les accus T. E. M. dont le fonctionnement s'est montré très satisfaisant au cours de plusieurs années de recherches, sauf toutefois quelques anomalies évitables par un entretien plus soigné.

Réglage de l'électromètre. — Il est très sensible à l'influence des champs extérieurs et des capacités parasites, de sorte que toute précaution concernant les mises à terre et les connexions des conducteurs a été prise.

Cela étant, le réglage de l'appareil consiste à mettre le fil central au milieu des plateaux sous tension ou non. Ce réglage, obtenu par un jeu de vis micrométriques commandant les plateaux et le fil, doit être amélioré lorsque le fil est connecté dans le montage de la figure 1. En effet, la résistance R doit être protégée de telle façon qu'elle ne dérègle pas l'appareil; de plus, elle doit avoir une valeur bien déterminée pour conserver la mobilité du fil. Si elle est trop faible, le fil se déplacera dès l'isolement, si elle est trop forte, le fil sera trop inerte pour avoir une mise à terre rapide. En somme, il faut réaliser les desiderata suivants :

1° L'image du fil reste au zéro après l'isolement, le compteur étant chargé négativement;

2° Il doit donner des impulsions bien séparées et rapides même pour deux particules se succédant dans un temps très court (environ $\frac{1''}{100}$). En absence de tout agent ionisant, le fil doit garder la position zéro.

Le réglage une fois fait, peut être conservé au moins pendant une même série d'expériences. Cependant, au début de chaque série, il est nécessaire de l'améliorer en cas de dérèglement, provenant sans doute des charges parasites, décharges des accus, humidité, trépidations, etc. Ce dernier inconvénient est de moindre importance, puisque l'appareil était placé sur un palier isolé des murs et profondément bâti.

II. Montage amplificateur.

En employant le montage électrométrique, nous avons pu effectuer utilement un certain nombre d'expériences (Chap. III et IV). Mais pour enregistrer un grand nombre de particules dans un temps assez long, cette méthode amènerait à des opérations compliquées et des dépenses onéreuses, puisqu'il faudrait enregistrer les impulsions sur papier sensible très long et compter ensuite,

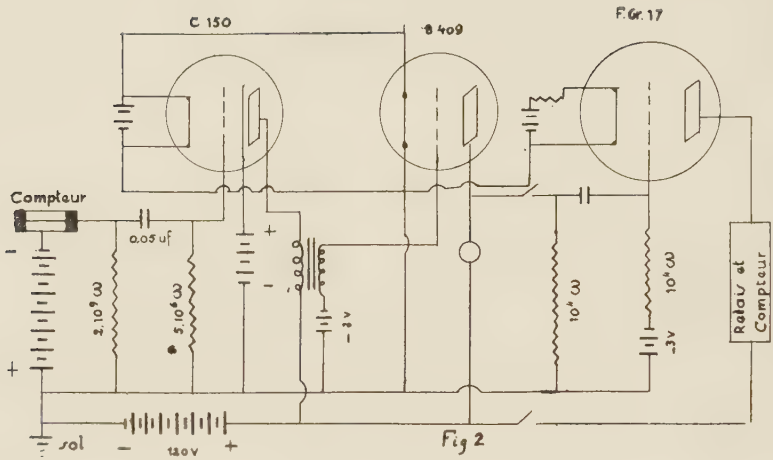
après développement photographique. C'est pourquoi nous étions obligés d'établir un montage amplificateur muni d'un compteur téléphonique. Ce genre de montage est évidemment très pratique, quoiqu'il manque un peu de sensibilité due à l'inertie du compteur mécanique.

La première question qui se pose est donc de vaincre autant que possible cette inertie mécanique. Ceci se trouve réalisé par l'emploi d'une nouvelle lampe : *le thyatron*. C'est une lampe-relai à basse pression de vapeur de mercure, comportant une cathode chauffée intensément, une anode et une grille en cylindre percée de trous. La décharge dans la lampe est commandée par le potentiel instantané appliqué à la grille, lequel n'intervient ensuite plus dans le fonctionnement de la décharge, qui ne peut être interrompue que par l'annulation momentanée de la tension anodique. Le rendement électronique de la lampe est très élevé, de sorte qu'avec une faible tension d'amorçage appliquée à la grille, on peut avoir un courant plaque intense pour déclencher le compteur téléphonique. Une autre propriété intéressante est son temps d'ionisation très faible (micro-seconde).

Le thyatron, ayant ces deux propriétés, doit être placé entre le dernier étage d'amplificateur et le circuit du relais ou du compteur téléphonique.

Le schéma suivant montre le montage que nous avons établi et employé dans nos expériences (fig. 2).

a) **Détection.** — La première lampe à gauche sert à détecter la décharge produite dans le compteur; c'est une lampe écran C 150 qu'on peut employer ici avantageusement. La grande résistance R employée dans le montage électrométrique (fig. 1) est placée maintenant en avant d'un condensateur de faible capacité qui transmet la décharge à la grille. On doit ajuster la valeur des constantes électrostatiques pour que la décharge se fasse dans la meilleure condition, analogue à celle que nous avons indiquée à propos du montage électrométrique.



b) **Amplification.** — La deuxième lampe est une lampe de puissance B 409 qui permet d'amplifier la décharge transmise par la première. Elles sont reliées par l'intermédiaire d'un transformateur dont le secondaire est polarisé convenablement. En intercalant un microphone dans le circuit plaque, on peut déjà entendre nettement des tocs provoqués par des particules passant dans le compteur. C'est donc un moyen commode pour contrôler la bonne marche du compteur.

c) **Relais-Compteur.** — Le thyatron est relié à la deuxième lampe par la méthode électrostatique. Il est nécessaire d'avoir une polarisation sur la grille pour empêcher l'amorçage spontané. Au moment de la décharge, le thyatron s'allume et aussitôt éteint automatiquement.

Fonctionnement de l'appareil. — Avant de faire une expérience on allume d'abord les lampes de T. S. F. et ensuite le thyatron pendant un certain temps (selon la température ambiante), car on doit régler la tension constante de chauffage du thyatron à 5 % près. Or cela ne peut avoir lieu qu'au bout d'un certain régime. On fait ensuite marcher le compteur et on ne compte qu'après cinq minutes, car au début, le thyatron est paresseux comme il est facile de le constater au moyen de la microphone.

CHAPITRE II

Etude de Compteurs

Dans le chapitre précédent nous avons décrit les méthodes employées pour enregistrer les décharges produites dans le compteur. Il faut maintenant étudier de plus près les propriétés et le fonctionnement du compteur. Cela est indispensable chaque fois qu'on aura construit un compteur, car les expériences nous ont montré qu'on n'est pas sûr d'avance qu'il marchera parfaitement. De plus, ses propriétés ne se conservent pas indéfiniment et s'altèrent avec l'usage. Le compteur ouvert (p. 24) dont nous avons dû employer constamment, est particulièrement sensible à ce changement qu'il faut toujours surveiller. En un mot, nous attirons l'attention sur ce fait que le compteur ouvert est un appareil beaucoup plus délicat à manipuler qu'une simple chambre d'ionisation.

a) Principe du compteur — Le compteur est dénommé Geiger-Müller en souvenir des inventeurs qui ont, les premiers, donné le principe de construction ⁽¹⁾. Nous signalons cependant que ce genre de compteur a déjà été construit ⁽²⁾ en 1912, en vue du dénombrement des particules α du radium. Il est donc curieux de constater que ce genre de compteur, qui a donné une impulsion très importante dans la recherche des rayons cosmiques et de la

(1) GEIGER-MÜLLER. *Naturwissenschaft*, t. 16, p. 639, 1928.

(2) RUTHERFORD-GEIGER. *Philo. Mag*, t. 24, p. 618, 1912.

transmutation, ait été laissé de côté pendant une quinzaine d'années, alors que le compteur à pointe était d'un usage courant dans les laboratoires.

Le compteur à pointe n'est sensible que dans un angle solide bien délimité (Bothe, Kohlhörster) tandis que le nouveau compteur l'est dans tout le volume du cylindre au milieu duquel est tendu un fil fin conducteur, isolé par des bouchons d'ébonite (en général). Ayant fait le vide dans le compteur, on y introduit du gaz ou de l'air propre et desséché sous faible pression (quelques centimètres de mercure). En appliquant ensuite une haute tension négative sur la paroi du compteur, chaque particule ionisante y produira des ions de chocs qui seront collectés par le fil anode. La sensibilité d'un tel appareil est telle qu'un sel de radium de quelques microgrammes placé loin du compteur peuvent donner lieu à des impulsions trop nombreuses dans l'électromètre pour qu'elles soient bien séparées.

Cette grande sensibilité provient probablement du fait suivant. Le compteur, par sa construction même, présente une symétrie centrale de sorte que les lignes des forces du champ électrique sont concentrées vers la région très près du fil anode. Le gradient du champ dans cette région sera d'autant plus grande que le fil sera plus fin. Supposons qu'une particule ionisante prenne naissance dans le compteur. Par effet de chocs, les ions négatifs se véhiculent vers l'anode où le champ est considérable et c'est là sans doute que s'est produit l'amplification énorme dont le mécanisme reste obscur quoique recherché par certains auteurs. Comme les ions négatifs ont une mobilité plus grande que les anions, il est compréhensible que l'on applique de préférence une tension négative sur le cylindre.

Pour se faire une idée du pouvoir amplificateur de cet appareil, considérons une particule β qui se trouve dans le compteur. Reportons-nous à la figure 1. On sait qu'une particule β produit dans

l'air 50 paires d'ions environ par centimètre ; Supposons que la pression d'air dans le compteur soit de 7 cm. 6, donc en appliquant les formules bien connues, une particule β , en passant dans le compteur, y produira seulement 5 paires d'ions environ par centimètre, ce qui correspond à une charge $5 \times 4,77 \cdot 10^{-10}$ u.e.s. D'autre part, l'expérience montre que l'impulsion de l'électromètre est proportionnelle au potentiel de la décharge, la mesure donne au moins 0,71 comme potentiel de décharge. La capacité C totale du montage est de 10 cm. environ. Si nous appelons K le coefficient d'amplification du compteur, c'est-à-dire le rapport de la charge Q_0 donnée initialement par la particule β , à la charge Q_1 enregistrée par l'électromètre, on aura :

$$K = \frac{Q_1}{Q_0} = \frac{CV}{Q_0} = \frac{10 \times 0,1}{5 \times 4,77 \cdot 10^{-10} \times 300} = 1,4 \cdot 10^6$$

On voit donc que l'amplification du compteur est énorme, ce qui le rend très sensible aux particules ionisantes.

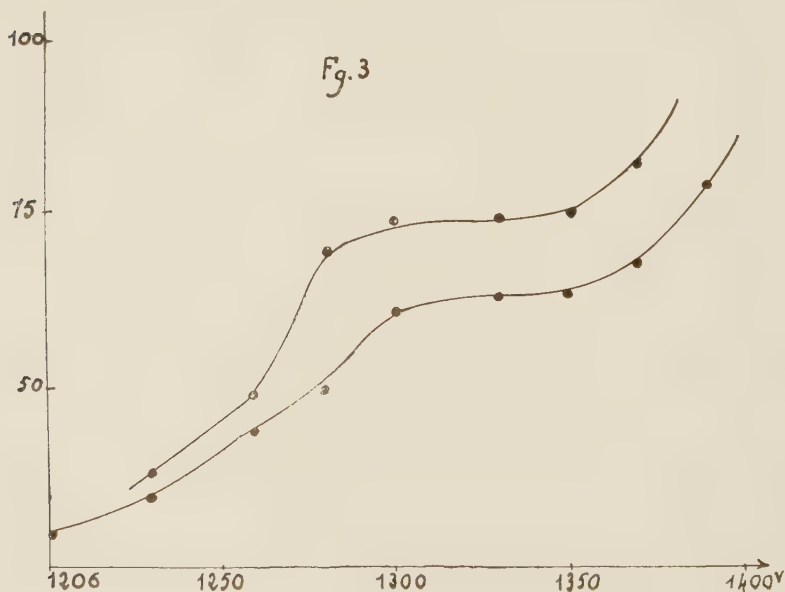
b) **Propriétés du compteur.** — En ce qui concerne les propriétés du compteur, nous n'occuperons que ce qui nous intéresse ici particulièrement et que nous avons étudiées nous-même.

1° Nous avons fait des expériences avec des compteurs fermés et un *compteur ouvert* (p. 24) dont nous avons établi le modèle pour l'étude des rayons β des sels radioactifs. De plus, nous avons construit un compteur dont la paroi est en grille fine de cuivre. Bien entendu ce compteur doit être placé dans une cloche à vide. L'expérience montre que ce genre de compteur fonctionne aussi bien que le compteur courant. Il peut servir à déceler des rayons très absorbables. Mais le but que nous avons en vue, était d'éluider la question de savoir si les ions produits dans le volume d'air du compteur par les rayons α ou β étaient capables d'amorcer la décharge, alors que certains auteurs prétendaient que l'amorçage serait produit par des rayons secondaires provenant de la paroi intérieure du tube. Pour cela, nous avons entouré le comp-

teur en grille du KCl ou de l'oxyde d'urane. Dans ce cas, aucun rayon α ou β ne pouvait ioniser le compteur sans passer par le trou de la grille et comme l'appareil fonctionnait régulièrement, la paroi du tube n'intervenait donc pas d'une façon nécessaire.

2° Avec les divers modèles du compteur mentionnés dans le paragraphe précédent, nous avons étudié systématiquement leurs propriétés en présence de source ionisante ou non. Dans ce dernier cas, il est bien connu que les décharges sont dues surtout aux rayons cosmiques. En effet, en mettant au-dessus du compteur des briques de plomb, on constate que le nombre d'impulsions diminue sensiblement pour une épaisseur de Pb de 20 cm.

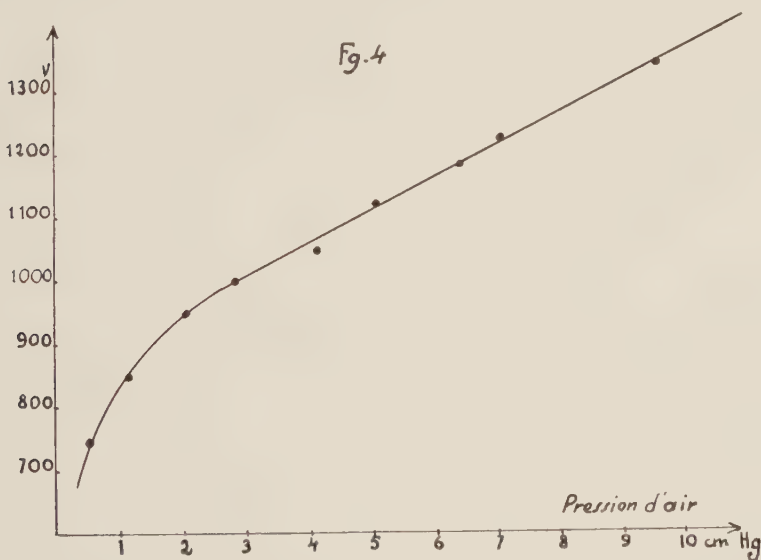
L'électromètre étant prêt à fonctionner, on vide le *compteur ouvert* et on fait entrer l'air exempt de CO_2 et desséché, sous une pression de 5 cm. de mercure. Si le compteur est bon, on doit s'attendre à ce qu'en augmentant progressivement la tension du compteur il arrive un moment où la décharge s'amorce et l'électromètre enregistre une impulsion. On peut alors continuer à aug-



menter la pression en comptant avec le chronomètre le nombre d'impulsions par unité de temps. Ce nombre croît lentement avec la tension, cela dépend du compteur.

Au delà d'une certaine limite supérieure que nous appelons potentiel de décharge continue, la déviation de l'électromètre devient permanente. On doit alors prendre précaution pour qu'une rupture électrique ne se produise au sein du compteur.

Faisons maintenant les mêmes expériences en présence d'une source de rayons γ , nous obtenons alors la courbe supérieure de la figure 3. On voit donc, d'après la figure, que les deux courbes présentent une région de paliers parallèles légèrement inclinées, s'étendant sur une largeur de 70V, alors que pour la région comprise entre 1200V et 1280V les deux courbes se convergent vers le bas; cela veut dire que pour des tensions inférieures à celles du palier, tous les rayons γ ne sont pas enregistrés par le compteur.



Nous appelons domaine efficace l'intervalle de tensions correspondant au palier, soit 70V ici. Il est bon de travailler toujours

dans ce domaine efficace pour étudier la radioactivité faible.

3° **Influence de la pression d'air.** — La tension d'amorçage pour laquelle on commence à observer des impulsions augmente avec la pression d'air du compteur. La variation est linéaire (fig. 4) (à partir de $p = 3$ cm. environ dans le cas ici), elle s'en écarte sensiblement pour des pressions inférieures.

On peut se demander si tous les rayons γ sont enregistrés quelle que soit la pression d'air du compteur. Or l'expérience nous a montré que le nombre d'impulsions par unité de temps n'était constante qu'au-dessus d'une certaine pression (ici $p = 4$ cm.). Il ne faut donc abaisser trop la pression sous prétexte d'employer moins de batteries de tension (figure 5).

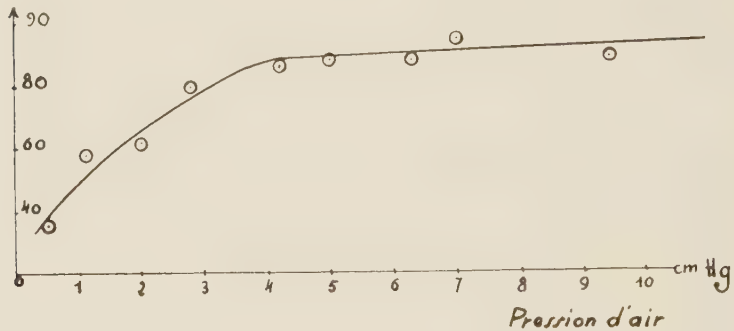


Fig. 5

Irrégularités du compteur. — L'expérience montre que si le compteur est d'une construction très simple, il est cependant d'un emploi très délicat. On doit prendre beaucoup de précautions pour conserver les propriétés que nous avons mis en évidence dans le paragraphe précédent. Cela est d'autant plus important que le compteur ouvert, dont nous avons dû servir pour l'étude des rayons, est souvent sujet à des perturbations extérieures, du fait qu'il doit être ouvert pour diverses expériences faites dans le compteur même.

Au cours de nos expériences, nous avons eu l'occasion de relever quelques irrégularités curieuses dont voici les causes principales.

1° **Le fil.** — Le fil anode du compteur joue un rôle important pour le fonctionnement du compteur. Non seulement le potentiel d'amorçage, comme le montre l'expérience, diminue avec le diamètre du fil, mais son état superficiel est en général responsable à certaines irrégularités dans le fonctionnement du compteur. Dans ce cas, au lieu de perdre le temps, il vaut mieux changer un autre fil neuf, cette opération est rendue très facile par la construction même de notre compteur ouvert (fig. 6). Nous avons constaté que la moindre poussière introduite dans le compteur provoquait des irrégularités (impressions désordonnées, tension d'amorçage trop haute, domaine efficace diminué, etc.), irrégularités intolérables, mais très intéressantes à suivre par observation visuelle dans l'électromètre. Un autre fait remarquable, c'est qu'en poussant la tension jusqu'à celle où a lieu ce que nous avons appelé décharge continue (p. 19) et recommençant ensuite l'expérience, nous avons constaté que la tension d'amorçage tomba beaucoup plus bas que la première fois. En ouvrant le tube, on constata alors que le fil était entouré d'une couche de poussière très fines, collectées sans doute par la haute tension.

2° La paroi intérieure du compteur doit être soigneusement nettoyée et polie. On ne doit y laisser aucune trace de poussière ni chauffé pour éviter l'émission électronique du métal.

CHAPITRE III

Radioactivité des terres-rares

Obtention des sels purs des terres-rares. — La radioactivité du samarium a été découverte en 1932 par G. von Hevesy-Pahl ⁽¹⁾. S'étant assurés, par une technique spéciale de purification, que le sel samarium (oxyde) était exempt des substances radioactives connues, ces auteurs ont pu montrer par le *compteur à pointe*, que le samarium émettrait des rayons α d'intensité et de parcours très faible. Peu après, M. Curie et S. Takvorian ⁽²⁾ ont confirmé ce même fait en employant des oxalates de samarium obtenus à partir de monazite des Indes. Ces sels étaient obtenus par la méthode de cristallisation fractionnée due à G. Urbain. Il ressort de leurs expériences un fait remarquable qu'entre les fractions comprises entre le néodym et le samarium, il existe un maximum d'intensité (mesurée par la chambre d'ionisation), le rayonnement correspondant serait plus pénétrant que celui du samarium. On pourrait croire que ce serait là un indice de la présence de l'élément 61 non isolé jusqu'ici. Mais les expériences ultérieures entreprises par les mêmes auteurs ⁽³⁾ ont montré qu'il s'agirait de l'actinum. En effet, ils ont fait l'expérience de contrôle en mélangeant les sels purs de samarium et de néodym avec un sel acti-

(1) *Loc. cit.*

(2) M. CURIE-S. TAKVORIAN. *Comptes rendus*, t. 195, p. 923, 1933.

(3) *Ibid.*, t. 198, p. 1687, 1934.

nifère, et ont tenté ensuite de séparer les terres-rares de l'actinium sous forme de nitrate double de magnésie et de terre-rare. On a constaté alors la même allure de croissance d'activité vers la fraction où il y avait, en réalité, concentration de l'actinium. Récemment, Hevesy-Pahl ⁽¹⁾ ont fait aussi les expériences de séparation dans ce sens et ont constaté que l'activité de 61 hypothétique est due plutôt au thorium et à ses produits de désintégration. Le fait que c'est tantôt le thorium, tantôt l'actinium qui s'est concentré à la place de l'élément 61 est dû probablement aux échantillons différents des minerais.

D'après ce qui précède, nous n'avons plus à nous occuper de l'élément 61 dont la radioactivité reste douteuse. Toutefois il n'est pas exclu que certains autres éléments de terres-rares soient doués d'une activité comparable à celle du samarium en prenant garde que les sels examinés soient exempts des radioéléments déjà connus. Nous avons donc fait une série d'expériences avec des sels purs de néodym, de lanthane et de samarium, obtenus par Curie-Takvorian.

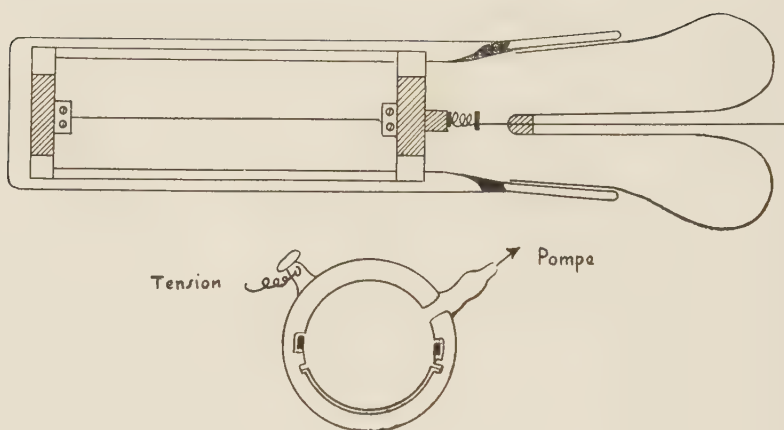
La méthode de compteur ouvert est tout indiquée pour ce genre de recherche.

Compteur ouvert. — Dans ce compteur, le fil anode est fixé sur un cadre séparé du cylindre. En outre, une nacelle peut se déplacer librement le long des deux rainures pratiquées dans la paroi intérieure du cylindre (fig. 6).

Puisque le fil est fixé sur un cadre, on peut changer d'une façon commode le fil anode quand celui-ci devient défectueux, présentant des irrégularités déjà signalées (p. 12). Quant à la nacelle, elle sert à introduire le sel actif à examiner dans le compteur.

La figure 6 donne un schéma de l'appareil. Le cylindre est en laiton, dont le diamètre intérieur est de 2 cm. 4, l'épaisseur est

(1) HEVESY-PAHL. *Zeitt. f. Phy. Chem.*, t. 169, p. 147, 1934.



Fg. 6 Compteur ouvert

de 4^{mm} ce qui permet de pratiquer des rainures le long desquelles se glissent le cadre et la nacelle. La construction est telle que le fil anode fixé sur le cadre doit, quand celui-ci est en place, se trouver sur l'axe du cylindre. L'un des bouts du cylindre est fermé tandis que l'autre est ouvert et muni d'un bouchon de verre rodé pour avoir l'étanchéité. Un fil électrode en tungstène traverse le bouchon, sa pointe vient alors en contact avec un ressort soudé sur le fil anode, ce qui assure la communication du compteur avec l'électromètre.

Le fil anode est en maillechort ayant 0 mm. 05 de diamètre ou en cuivre rouge ayant 0,1 mm. de diamètre. Dans ce cas, la tension appliquée au compteur est relativement basse. Dans le premier cas, par exemple, elle varie entre 1180 V. et 1300 V.

Ayant essayé le compteur d'après les méthodes que nous avons indiquées (p. 18), nous avons fait une première série d'expériences avec les sels de terres-rares spécifiés plus haut.

Radioactivité d'un lot de sels de lanthane, de néodym et de samarium. — Les sels que nous avons essayés étaient des oxalates. Ces expériences avaient pour buts suivants :

1° Voir si le lanthane et le néodym sont aussi radioactifs, car d'après Libby et Latimer (1) le lanthane serait huit fois plus actif que KCl (par molécule-gramme) et le néodym serait aussi plus actif, que ce sel alcalin.

2° Si la radioactivité du samarium est nettement différente et supérieure à celle du lanthane.

Le montage électrométrique (fig. 1, p. 12) est commode pour élucider ces questions.

Les sels en question étaient tamisés en couche mince sur un support en carton ou en laiton et placé sur la nacelle. On s'arrangera à ce que le nombre d'impulsions par unité de temps ne soit pas trop grande pour qu'on puisse compter à loisir.

Afin de diminuer autant que possible l'influence des rayons cosmiques, le compteur était entouré de briques de plomb d'épaisseur de 20 cm. On compte chaque fois le nombre d'impulsions par unité de temps en présence de sel et en son absence de manière à tenir compte de l'effet naturel dont nous venons de signaler l'origine. Les résultats indiqués dans le tableau suivant sont des nombres moyens obtenus pendant vingt à trente minutes au cours desquelles on a compté 100 à 1000 particules environ.

TABLEAU I

a) Lanthane (surface 7 cm²,1).

Nombre par minute avec sel.....	12,5
Effet naturel (sans sel).....	12,0

b) Néodym I. — Couche mince (surface 10 cm²,5).

c) Samarium, épaisseur 1 mm. 5.

Nombre par minute avec sel.....	20	20,6	23
Effet naturel.....	12,6	13	13,4
Différence.	8,4	7,6	9,6

(1) LIBBY-LATIMER, *Journ. of Ame. chem. Soc.*, t. 55, p. 433, 1933.

Néodym II. — Couche épaisse 2 mm. (surface 12 cm²,7)

	sans écran absorbant	avec absorption par feuilles d'Al.
Nombre par minute avec sel.....	23,7	14,7
Effet naturel.....	12	12
Différence.....	11,7	2,7

c) Samarium, épaisseur 1 mm. 5.

	Surface 2 cm ²	Surface 4 cm ²
Nombre par minute.....	30,9	52,8
Effet naturel.....	10	10
Différence.....	20,9	42,8
Nombre par unité de surface et minute..	10,5	11,4

D'après le résultat de nos expériences (1), on voit que le lanthane n'est pas actif, contrairement aux mesures de Libby-Latimer (*loc. cit.*).

Nous croyons que cette forte activité du lanthane observée par ces auteurs et non observée par nous doit être due à une impureté radioactive non séparée de leurs sels. Nous avons nous-mêmes observé une très forte activité de l'*erbium*, mais elle est due sans doute à une impureté comme l'ont montré ultérieurement Hevesy-Pahl (2).

D'autre part, nos expériences semblaient montrer une très faible activité du néodym (treize fois plus faible que le samarium). On peut cependant l'interpréter, en accord avec les expériences ultérieures de Hevesy-Pahl (*loc. cit.*), comme due à une impureté.

Enfin le tableau de nos résultats montre nettement une activité mesurable du samarium. Le résultat est du même ordre de grandeur que les expériences ultérieures de Curie-Joliot (3) par la chambre de Wilson. Opérant sur les oxalates de samarium d'une sur-

(1) WENLI YEH. *Comptes rendus*, t. 197, p. 142, 1933.

(2) HEVESY-PAHL. *Zeit. f. Phy. Chem.*, t. 169, p. 147, 1934.

(3) M. CURIE-F. JOLIOT, *Comptes rendus*, t. 198, p. 360, 1934.

face de 9 cm², ils ont obtenu cinq trajectoires sur 475 paires de photos stéréoscopiques. Ils ont calculé le nombre probable de particules α émis par un centimètre carré de sel pendant une minute, ce nombre était 7 environ. Il est du même ordre de grandeur que le nombre 10,5 que nous avons trouvé ⁽¹⁾ précédemment. Vu la faiblesse du rayonnement et les méthodes différentes, cet accord approché et inattendu doit être considéré comme une preuve de la radioactivité du samarium.

(1) *Loc. cit.*

CHAPITRE IV

Etude spéciale sur la radioactivité du Samarium

La réalité de la radioactivité du samarium étant démontrée par ce que nous venons de dire à la fin du chapitre précédent, il est alors intéressant de faire une étude spéciale sur ce nouveau radio-élément. Cette étude consiste à déterminer la vie moyenne (ou la période) et le parcours dans l'air des rayons α du samarium.

1° Méthode pour déterminer le parcours. — Nous avons employé la méthode de compteur pour cette détermination. Deux genres de difficultés interviennent, à savoir la faiblesse du rayonnement et du parcours (1 cm. environ). ,

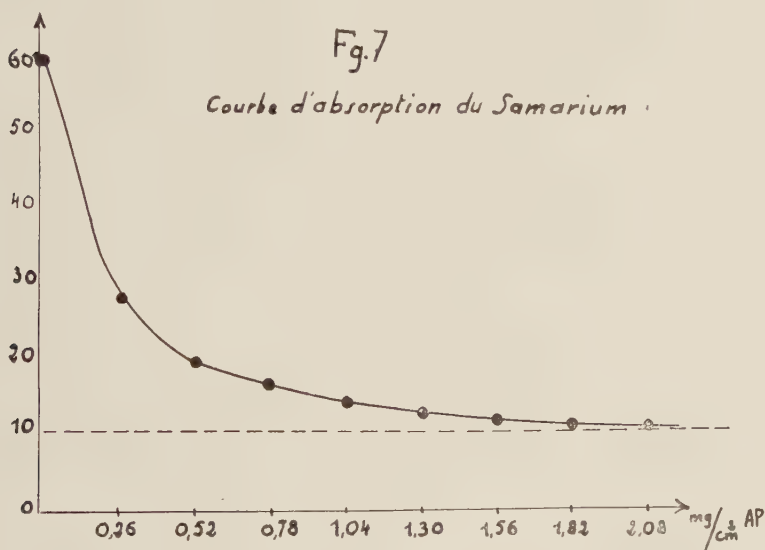
Nous avons étudié l'absorption des rayons α par feuilles très minces (0,001 mm. 001 environ) d'aluminium, on en déduira l'air équivalent par calculs que nous préciserons plus tard. Voici d'abord le résultat expérimental.

Résultat expérimental. — Le sel de samarium (oxalate) était déposé par dissolution dans l'alcool absolu sur une feuille d'aluminium. En la plaçant sur la nacelle, on l'introduit dans le compteur. On compte le nombre de particules par le montage amplificateur (p. 14). En plaçant successivement les feuilles d'aluminium au-dessus du sel, on constate la décroissance du nombre de particules due à l'absorption. Le Tableau II résume le résultat obtenu.

TABLEAU II

Nombre de feuilles	Nombre compté	Temps (minute)	Nombre par minute
0	3911	64	60
1	1824	65	28
2	1387	65	20,1
3	1560	82	17,9
4	1329	90	14,6
5	1576	120	13,0
6	1214	100	12,1
7	1341	120	11,2
8	1382	110	12,5

On peut représenter ce résultat par la courbe suivante (fig. 7) dont les ordonnées représentent le nombre de particules par unité de temps et dont les abscisses représentent le poids des feuilles d'aluminium par unité de surface.



Déduction du parcours dans l'air des particules α du samarium.

— En radioactivité proprement dite, on peut déduire d'une façon très simple l'air équivalent des rayons α par la méthode d'absorption des feuilles d'aluminium, car il s'agit en général des parcours

supérieurs à 2 cm. d'air. Mais il s'agit, pour le samarium, de très faible parcours (1 cm. environ); la relation simple entre le parcours et l'absorption n'est plus valable, comme l'ont déjà montré Marsden et Taylor ⁽¹⁾ à propos de l'absorption anormale vers la fin du parcours des rayons α du radium.

Rappelons que, dans ce cas :

1° La formule de Geiger bien connue

$$a(R-X) = V^3 \quad (1)$$

n'est plus valable, et l'écart avec l'expérience atteint souvent 50 %.

2° Il n'y a plus proportionnalité entre l'épaisseur des feuilles d'absorption et le parcours des rayons α .

3° Plusieurs auteurs ⁽²⁾ (Briggs, Kapitza, I. Curie, Rosenblum, Bleckett) avaient étudié la question connue sous le nom de « Straggling » et ont abouti à des résultats intéressants. En particulier Briggs, en employant une source de RaC et la méthode de déviation magnétique, ont pu déterminer d'une façon très précise la variation de la vitesse des particules α avec leurs parcours dans l'air; Rosenblum ⁽³⁾ a établi d'autre part une formule empirique qui lie le poids des feuilles absorbantes et la vitesse des particules. Nous pouvons donc appliquer ces résultats dans la détermination du parcours des rayons α du samarium.

Soit V la vitesse de la particule α et V_0 sa vitesse initiale; Briggs a tracé expérimentalement la courbe très précise qui lie le parcours R dans l'air avec V/V_0 . Donc connaissant V/V_0 , on peut déduire avec une bonne approximation la valeur de R . D'autre part, la formule de Rosenblum s'écrit :

$$X = K(u - u^2 + 0,355 u^3) \quad (2)$$

où $u = \frac{V_0 - V}{V_0}$ et X = poids de l'absorbant par unité de surface.

(1) MARSDEN-TAYLOR. *Philos. Mag.*, t. 26, p. 443, 1913.

(2) RUTHERFORD, CHADWICK, ELLIS. *Radiation of Radionactive substances*, 1930.

(3) S. ROSENBLUM. *Thèse ou Ann. de Phys.*, t. X, p. 408, 1928.

K est une constante et égale à 39,3 pour aluminium. Remarquons d'ailleurs que cette formule n'est pas établie au hasard, elle représente en effet la deuxième approximation de la formule théorique de Bohr.

Nous avons déterminé X pour le samarium, (p. 28) la formule (2) nous donne u et, par suite V/V_0 . Ayant V/V_0 on déduit facilement la valeur de R. par la courbe de Briggs.

Comme la courbe de Briggs est valable jusqu'à un parcours de 2 mm., on peut donc l'utiliser avec sécurité pour le cas du samarium.

L'expérience sur le samarium donne $X = 1,82 \text{ mg./cm}^2$, alors que sur la courbe de Briggs, une variation 0,5 de V/V_0 correspond à $X = 1,96 \text{ mg./cm}^2$.

D'autre part V_0 est égale d'après Briggs à $1.923.19^9 \text{ cm./s.}$ pour RaC ; si donc nous prenons $V/V_0 = 0,5$ pour le samarium, on a comme vitesse V de la particule α du samarium.

$$V = V_0 \times 0,50 = (0.96/\text{sec} \pm 0,1) 10^9 \text{ cm./sec.}$$

L'erreur commise sur cette valeur est inférieure à 10 %, car l'incertitude sur la valeur de X est certainement inférieure à 0,5 mg./cm², donc en dérivant la formule (2) on a

$$dX = K (1 - 2u + 0,355 \times 3 u^2) du,$$

d'où en remplaçant dX et u par leurs valeurs on trouve pour l'erreur dV commise sur la vitesse de la particule α du samarium:

$$dV = V_0 du = 0,1.19^9 \text{ cm./sec.}$$

La valeur du parcours R correspondant à cette vitesse se déduit du même coup de la courbe de Briggs, on trouve

$$R = 1 \text{ cm. } 2 \pm 0,2.$$

C'est bien l'ordre de grandeur trouvé par Hevesy-Pahl en employant une méthode différente, ils ont trouvé $1,1 \text{ cm.} \pm 0,2$ comme parcours. M. Curie et F. Joliot ont trouvé $1 \text{ cm. } 5 \pm 0,2$ pour la méthode de détente (*loc. cit.*).

Ces légers désaccords sont dûs sans doute à la faiblesse du parcours et à la difficulté des expériences.

Détermination de la constante radioactive du samarium. — Cela revient à déterminer expérimentalement le nombre de particules émises par le samarium par unité de temps et de poids.

Mais ici la chose est beaucoup plus compliquée que le cas du polonium par exemple. Cela provient de ce fait que les expériences devant être faites avec des sels pondérables, une partie des particules α est absorbée dans le sel, tandis que dans le cas du polonium il suffit d'avoir un dépôt actif très mince et d'étudier la décroissance par la chambre d'ionisation.

Il faut donc, pour notre cas, tenir compte de l'absorption propre du sel et connaître le poids effectif du sel qui a contribué à l'émission des rayons α . Nous procéderons de la façon suivante :

1° Détermination du nombre de particules α émises par unité de surface du sel et de temps;

2° Dédire le parcours des rayons α dans le sel du résultat d'absorption des feuilles d'aluminium, ce qui permet de calculer l'épaisseur et par suite le poids effectif du sel qui a contribué à l'émission des particules α . De plus l'absorption propre du sel en arrête un certain nombre, ce qui introduit un facteur de réduction f dans l'émission totale.

Pour déterminer f on opère avec une source plus intense de polonium dont les rayons α sont ralentis au préalable par des feuilles d'aluminium pour n'avoir plus qu'un parcours restant comparable à celui du samarium. En étudiant ensuite l'absorption par feuilles d'aluminium jusqu'à la fin du parcours, on déduit aisément $f = 0,4$ environ.

De 1° et 2° on déduit le nombre total des particules α émises par le samarium dans un volume de sel ayant unité de surface et pour hauteur le parcours des rayons α dans le sel. Ayant ces

données, on peut calculer la constante radioactive du samarium.

Nous donnons d'abord le résultat donné par le compteur et concernant ce qui est dit dans 1°.

TABLEAU III

Série d'expérience	Nombre compté	Temps (minute)	Moyen	Nombre par cm ² et minute
1	5.385	60	89,1	8,9
2	3.003	30	10,0	10
3	7.269	80	90,8	9,0
4	3.816	40	95,4	9,5
moyen . .				9,3

Ce nombre obtenu par le montage amplificateur est légèrement plus faible que celui obtenu par la méthode électrométrique (p. 26). Avant d'utiliser ce résultat précisons d'abord la notion du pouvoir d'arrêt atomique.

Pouvoir d'arrêt atomique. — Cette notion importante en radio-activité est passée souvent sous-entendue, nous croyons utile d'en préciser un peu pour éviter toute confusion.

Cette notion est née à la suite des études sur l'absorption des rayons α par la matière (Bragg). Plus une substance sera dense, moins y sera le parcours des rayons α , de sorte que pour deux substances données, on peut poser :

$$R_0 = \frac{S_0}{N_0} \quad (1) \quad \text{et} \quad R = \frac{S}{N} \quad (2)$$

$$\text{d'où} \quad \frac{R}{R_0} = \frac{N_0}{N} \times \frac{S}{S_0} \quad (3)$$

où N et N_0 désignent le nombre d'atomes par unité de volume ; S et S_0 étant des coefficients appelés pouvoir d'arrêt atomique. Comme $N/N_0 = d/d_0 \times A_0/A$, où d , d_0 et A_0 , A désignent respecti-

vement la densité et le poids atomique des substances, l'équation (3) peut s'écrire :

$$\frac{R}{R_0} = \frac{S_0}{S} \times \frac{d_0}{d} \times \frac{A}{A_0} \quad (4)$$

D'autre part Bragg-Kleeman ont établi expérimentalement la relation suivante :

$$\frac{S}{S_0} = \sqrt{\frac{A}{A_0}} \quad (5)$$

et pour les molécules, elle reste valable à condition de remplacer A par $\sum n_i \sqrt{A_i}$, si la molécule contient n_i atomes de poids atomiques A_i , on a donc entre une molécule et un atome la relation :

$$\frac{S}{S_0} = \frac{\sum n_i \sqrt{A_i}}{\sqrt{A_i}} \quad (6)$$

Ce sont les formules (4) et (6) qui vont nous permettre de calculer le parcours R des rayons α dans l'oxalate du samarium ayant pour formule $(C^2O^4)_3Sa^2 \cdot 24 H^2O$, donc le poids moléculaire $M = \sum n_i A = 744,8$ avec $Sa = 150,4$.

1° Calcul du pouvoir d'arrêt S du sel sachant que pour l'aluminium on a $S_0 = 1,27$. La formule (6) nous donne $S = 37,3$.

2° Portant cette valeur dans (4), dans laquelle A est remplacé par M on trouve aisément

$$R = 5,37$$

tel est le parcours extrêmement faible du rayon α dans l'oxalate du samarium.

Connaissant R , il est facile de déduire le poids total par unité de surface du sel qui a contribué à l'émission des rayons α dans l'angle solide π , on trouve $1,64 \text{ mg./cm}^2$ environ.

Calcul de la constante radioactive. — En possession de toutes les données numériques dont nous avons indiqué l'obtention, nous

pouvons calculer la période ou la constante radioactive du samarium en appliquant la formule suivante facile à établir :

$$K = \lambda \rho dx$$

où

K = nombre total de particules émises par 1,64 mg./cm² du sel.

N = nombre d'atomes du samarium dans le sel ayant 1 cm² de surface et d'épaisseur dx ($5\mu 7$).

ρ = densité du sel déterminé par la méthode de flacon et égale à 2.86 (1).

λ = constante radioactive.

La période T est donc égale à

$$T = \frac{1.2}{\lambda} = \frac{0.301}{0.431} \times \frac{2.86 \times 4.7 \cdot 10^{-4} \times 2}{26 \times 714.8} \times \frac{60 \times 6.07 \cdot 10^{23}}{3 \cdot 10^7} \\ = 2.3 \cdot 10^{11} \text{ ans environ.}$$

Cette valeur est sensiblement plus forte que celle de Hevesy-Pahl obtenue par le *compteur à pointe* et avec l'oxyde de samarium.

Déduction de la valeur λ du samarium par la formule de Gamow. — Au point de vue théorique il est intéressant d'essayer déduire la valeur de la constante radioactive λ du samarium par la formule de Gamow, basée sur la mécanique ondulatoire. D'après Gamow (2) on a entre λ et la vitesse V de la particule α la relation suivante :

$$\log \lambda = \frac{h}{4\pi m r_0^2} - \frac{8\pi^2 e^2}{h} \frac{Z-2}{V} + \frac{16\pi e}{h} \sqrt{m} \sqrt{Z-2} \sqrt{r_0} \quad (1)$$

où

r_0 = rayon du noyau,

m = masse de la particule α ,

Z = nombre atomique,

les autres constantes s'entendent.

(1) Détermination faite en collaboration avec M. S. TAKVORIAN.

(2) GAMOW. Radioactivity, Cambridge Press, 1931.

Pour déterminer r_0 du samarium, nous faisons une interpolation sur la courbe établie par Houtermans ⁽¹⁾ basée sur la diffusion des rayons α et les valeurs déduites de la formule de Gamow pour les radioéléments. On trouve pour Sa avec poids atomique 152,

$$0,68 \cdot 10^{12} \text{ cm} < \mu_0 < 0,78 \cdot 10^{12} \text{ cm}$$

La formule (1) peut s'écrire en remplaçant les constantes par leurs valeurs :

$$(2) \quad \log \lambda = 20,4652 - 1,191 \cdot 10^9 \frac{Z - 2}{V} + 4,084 \cdot 10^6 \sqrt{Z - 2} \sqrt{r_0}$$

Avec $V = 1,06 \cdot 10^9 \text{ cm/s.}$ trouvé plus haut (p. 30) on trouve pour $r_0 = 0,78 \cdot 10^{-12} \text{ cm.}, \quad T = 3 \cdot 10^{11} \text{ ans,}$

$$r_0 = 0,68 \cdot 10^{-12} \text{ cm.}, \quad T = 10^{14} \text{ ans.}$$

On voit que T varie très vite avec la valeur de r_0 . La valeur 10^{14} ans est certainement trop grande, tandis que celle correspondant à $3 \cdot 10^{11}$ ans se rapproche remarquablement de $2,3 \cdot 10^{11}$ ans déterminé expérimentalement (p. 35).

La tentative que nous venons de faire montre donc que malgré l'incertitude sur la valeur de r_0 , le fond de la théorie de Gamow peut probablement s'appliquer au noyau du samarium.

(1) *Ergeb. d. exak. Naturw.*, 1930.

CHAPITRE V

Radioactivité du Potassium et du Rubidium

Le potassium et le rubidium émettent des particules β . Pour des raisons précisées au début (p. 8), nous nous proposons d'étudier ici, par la méthode de compteur, l'absorption et l'intensité de ces rayons.

Méthode pour la mesure de l'absorption. — Dans le cas des particules β , l'absorption par feuilles d'aluminium placées dans le compteur ouvert n'est pas commode puisqu'elles occuperaient une grande place dans le compteur et l'addition successive des feuilles pour compter ensuite est une opération délicate et exige un temps considérable. C'est pourquoi nous avons établi un autre modèle de compteur d'un emploi plus commode pour ces expériences. Voici le schéma de l'appareil :

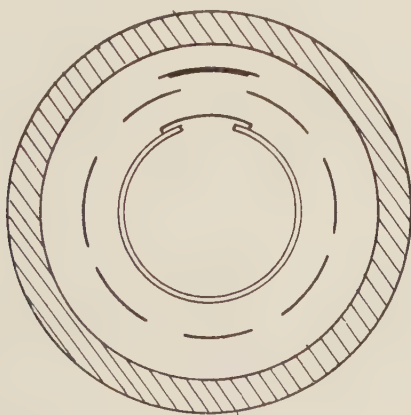


FIG. 8

Le principe de la méthode est le suivant. On remplace une partie du compteur par une feuille d'aluminium très mince (0 mm. 001 environ) ce qui laisse passer les rayons β sans absorption appréciable. Entre cette feuille et la source (en face) on prépare au préalable une série de feuilles d'absorption. Le tout est placé dans une cloche à vide, sur le sommet duquel se trouve un bouchon rodé. Les feuilles d'aluminium peuvent être amenées successivement devant la source par un jeu tournant traversant le bouchon.

Pour se faire une idée de l'ordre de grandeur du phénomène voici d'abord les dimensions de l'appareil, choisies après une étude préliminaire.

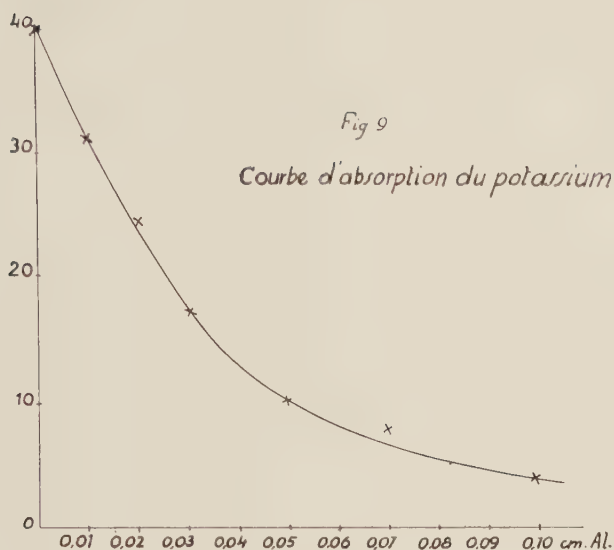
Longueur du tube :.....	7cm.
Diamètre intérieur :.....	2cm.2
Largeur de la feuille d'aluminium :	2cm.
Diamètre du fil en cuivre :.....	0mm.1
Longueur utile du fil :.....	5cm.

Les électrodes du compteur sont mélangées en bas de la cloche. On y fait le vide; la tension appliquée est de 1.200 v. pour une pression d'air de 4 cm. de mercure.

Les cristaux des sels alcalins étant réduits en poudre très fine, on en fait une pastille dans une nacelle de dimensions $1,5 \times 5 \times 0,1$ cm. La pastille est alors fixée certicalement devant la feuille d'aluminium du compteur.

En plus des feuilles d'aluminium préparées à l'avance, il y a un écran en acier d'épaisseur 2 mm. permettant d'arrêter complètement les rayons β du sel et d'observer l'effet parasite.

Cas du potassium. — Nous avons fait l'expérience avec KCl très pur. Les résultats d'absorption sont représentés par la courbe ci-dessous (fig. 9). Sur cette courbe on a porté en ordonnées le nombre de particules β émises par minute et en abscisses les épaisseurs des feuilles d'aluminium.



Cette courbe nous montre que vers 0,5 millimètre environ, l'absorption par l'aluminium se fait plus lentement. Ceci nous suggère qu'il y aurait une composante molle de particules β et une composante assez dure pouvant traverser jusqu'à l'épaisseur de 1 mm. 2 d'aluminium.

Ce fait nous amène à établir une formule empirique pouvant représenter convenablement la courbe ci-dessus. Supposons donc qu'il y a deux composantes de rayons obéissant à la loi exponentielle d'absorption. Soient μ et ν leurs coefficients d'absorption, a , b leurs pourcentages, N_0 le nombre total sans absorbant. Pour une épaisseur x d'absorbant, le nombre N de particules émises sera donné par la formule :

$$N = N_0 (ae^{-\mu x} + be^{-\nu x})$$

Après quelques essais purement numériques, on trouve que cette formule peut s'écrire en accord avec l'expérience :

$$N = 26e^{-27x} + 14e^{-20x}$$

Voici d'ailleurs le tableau qui donne pour chaque valeur de x , la valeur calculée et expérimentale de N .

TABLEAU IV

X cm.	0	0,01	0,02	0,03	0,05	0,07	0,1
N calculé. . .	40	31,32	24,56	18,88	11,08	7,40	3,8
N observé. . .	40	31,5	25,0	17,2	10,2	8,0	3,8

Pour contrôler ce résultat, nous avons fait la même expérience d'absorption avec l'oxyde d'urane qui comme on sait donne principalement deux sortes de rayons β , à savoir ceux qui sont dus à UX_1 et UX_2 . La mesure d'absorption montre bien en effet qu'il y a une composante très absorbable due à UX_1 , dont la proportion est environ 25 %. Ce qui montre bien que notre méthode est susceptible d'analyser la complexité des rayons β si elle existe.

Cas du rubidium. — Pour le rubidium j'ai employé $ClRb$ obtenue par transformation chimique à partir d'un échantillon (CO^3Rb) fourni gracieusement par Prolabo.

La mesure d'absorption montre bien que le rayonnement du rubidium est bien plus mou que celui du potassium. L'existence d'une composante molle et une composante dure est encore plus nette que dans le cas du potassium.

La formule empirique est la suivante :

$$N = 12,5e^{-600x} + 17,5e^{-200x}$$

Cette formule s'accorde bien avec l'expérience comme le montre le tableau suivant :

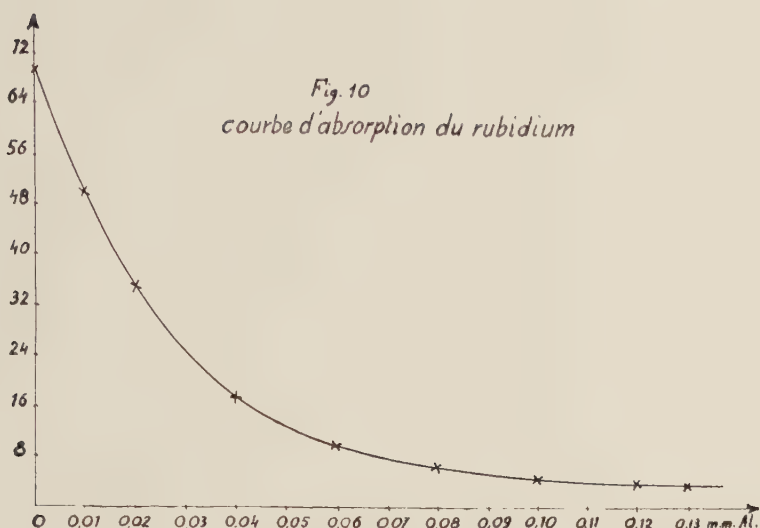
TABLEAU V

x cm.....	0	0,001	0,002	0,004	0,006	0,008	0,01	0,012	0,013
N calculé.....	70	51,6	34,6	17,8	10,4	6,3	4,3	3,0	2,5
N observé.....	70	51,0	35,2	17,5	10,0	6,1	4,2	2,9	2,0

La figure 10 montre l'absorption des rayons du rubidium.

Remarque. — La remarque suivante nous paraît intéressante, car elle nous montre l'avantage de la méthode du compteur sur l'ancienne méthode de chambre d'ionisation.

Supposons en effet que le sel actif soit étalé dans ou tout près



de la chambre d'ionisation. L'émission des rayons β se fait suivant la loi de Lambert. Pour simplifier, nous ne considérons que le rayonnement perpendiculaire à la surface du sel. Soit μ le coefficient d'absorption de l'air, on a comme ionisation totale I sur toute la hauteur h de la chambre

$$I = I_0 \int_0^h e^{-\mu x} dx$$

Si les dimensions de la chambre sont grandes par rapport au parcours des rayons β dans l'air, l'ionisation totale sera

$$I = I_0 \int_0^\infty e^{-\mu x} dx$$

Donc si la hauteur de la chambre est inférieure à ce parcours, comme dans le cas des anciens auteurs, le facteur de réduction sera :

$$f = \frac{I}{I_0} = 1 - e^{-\mu h}$$

Pour l'air $\mu = 0,01 \text{ cm.}^{-1}$, donc pour $h = 10 \text{ cm.}$ on a $f = 0,9$ l'effet n'est donc pas négligeable dans les mesures d'ionisation par la chambre l'ionisation.

Dans le cas du compteur, ce facteur n'intervient pas puisqu'il s'agit de compter les particules β au lieu de mesurer leur courant d'ionisation.

Détermination de la période du potassium et du rubidium. —

En radioactivité proprement dite on a souvent affaire à des dépôts actifs très minces de sorte que l'absorption propre des rayons tant α que β est tout à fait négligeable.

Mais ici il s'agit du sel alcalin doué d'une activité du reste très faible. Les anciens auteurs, opérant avec des chambres d'ionisation, ont tous supposé que l'absorption propre du sel était négligeable. Or c'est là une hypothèse inexacte, le raisonnement suivant va justifier notre manière de voir.

Considérons une couche de sel ayant unité de surface, soit ρ sa densité, dx son épaisseur et N le nombre d'atomes radioactifs dans cet élément de volume. Le nombre dk' de particules β émis par unité de temps, sera

$$dk' = \lambda N \rho dx$$

ou λ étant la constante radioactive.

Supposons maintenant que le rayon β en sortant de cette couche subit une absorption de coefficient μ et une diffusion de coefficient σ . Le nombre de particules émises dans l'angle solide π sera cette fois réduit à :

$$dk = \frac{\lambda N \rho}{2} \left(\frac{e^{-\mu x}}{dx} + \frac{e^{-\sigma x}}{dx} \right)$$

Deux cas à distinguer :

PREMIER CAS. — *Couche très épaisse pouvant absorber complètement les rayons β .* — Dans ce cas, pour avoir le nombre total K d'émissions il faut intégrer de $x = 0$ à $x = \infty$, on a alors

$$K = \frac{\lambda N \rho}{2} \int_0^{\infty} \left(\frac{e^{-\mu x}}{dx} + \frac{e^{-\sigma x}}{dx} \right) dx = \frac{N \lambda \rho}{2} \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\sigma} \right)$$

Pour fixer les idées, laissons de côté la diffusion, la formule précédente se réduit à :

$$K = \frac{\lambda \lambda \rho}{2\mu} \quad (1)$$

Donc pour déterminer la constante radioactive λ , il suffit de connaître avec précision K et ρ . Or nous avons vu plus haut (p. 39) que les rayons β des sels alcalins étaient complexes, la valeur correspondante de μ n'est donc pas unique; de plus, la détermination de ce coefficient risquerait d'entraîner des erreurs considérables car la couche absorbante est elle-même active. Cette méthode est donc à rejeter.

DEUXIÈME CAS. — *Couche très mince d'épaisseur x .* — Nous allons évaluer x pour lequel l'absorption propre serait négligeable. Laissons de côté la diffusion, et ne considérons que l'absorption du sel. Dans ce cas on a simplement, comme nombre total de particules émises dans l'angle solide π :

$$K = \frac{N \lambda \rho}{2} \int_0^x e^{-\mu x} dx = \frac{N \lambda \rho}{2 \mu} \left(1 - e^{-\mu x} \right)$$

or $\mu x < 1$, on peut donc écrire :

$$1 - e^{-\mu x} = \frac{\mu x}{1} - \frac{\mu^2 x^2}{2!} + \frac{\mu^3 x^3}{3!}$$

donc en portant cette valeur dans (1) et en nous limitant aux deux premiers termes du développement, on aura

$$K = \frac{N \lambda \rho x}{2} \left(1 - \frac{\mu x}{2} \right) \quad (2)$$

sous cette forme on voit que s'il n'y avait pas d'absorption propre ($\mu = 0$) on aurait simplement :

$$K = \frac{N \lambda \rho x}{2} \quad (3)$$

où ρx étant précisément le poids du sel par unité de surface.

Voyons maintenant l'influence du terme $\frac{\mu x^2}{4}$ dans la formule

(2). Nous n'avons pas des données précises sur μ pour KCl et RbCl ; mais il est certain que pour KCl, $\mu < 20 \text{ cm.}^{-1}$ et pour RbCl $\mu < 200 \text{ cm.}^{-1}$. Le tableau suivant montre l'ordre de grandeur de $\frac{\mu x^2}{4}$ pour diverses épaisseurs du sel.

épaisseur	KCl	RbCl
0 cm. 2	0,2	2
0 cm. 02	0,002	0,02
0 cm. 002	0,00002	0,0002

D'après ce tableau on voit que si l'on opère sur des couches d'épaisseur de 2 mm. (comme chez les anciens auteurs) l'erreur

commise due au terme $\frac{\mu x^2}{4}$ serait de 20 % pour KCl et 200 %

pour RbCl, tandis que pour une épaisseur inférieure à 0 mm. 2 cette erreur est négligeable.

C'est en se basant sur ce fait que nous sommes amenés à étudier l'activité de KCl et de RbCl avec des couches aussi minces que possible, cela est possible puisque la méthode du compteur est plus sensible que la chambre d'ionisation pour laquelle on était obligé d'opérer sur des couches épaisses.

Les couches minces du sel alcalin étaient obtenues par dépôt d'une solution alcoolique, sur une surface de 5 cm² pour KCl et 3 cm² pour RbCl.

Ayant introduit ce dépôt actif dans le compteur on compte par le montage amplificateur en procédant de la même manière que pour le cas du samarium.

Voici le résultat résumé dans le tableau suivant :

TABLEAU VI

K mg. cm ²	nombre par heure	K 2 mg/cm ² , min.	Rb mg/cm ²	nombre par heure	Rb 2 mg/cm ² , min.
17,4	2.610	1,0	1,9	3.594	21,6
20,2	3.636	1,2	2,5	4.613	20,5
22,8	3.762	1,1	2,8	5.141	20,4
32,2	4.773	0,9	3,2	6.602	19,2
moyen : 1,0			moyen : 20,6		

Il résulte de ce tableau que malgré la faiblesse de l'activité, on peut quand même la déceler par la méthode de compteur ; le cas du rubidium est plus facile à opérer puisqu'il est beaucoup plus actif que le potassium.

En appliquant la formule (3) établie plus haut, on trouve comme périodes du rubidium et du potassium :

$$T_K = 1,1.10^{13} \text{ ans.}$$

$$T_{Rb} = 3,5.10^{11} \text{ ans.}$$

Si on attribue l'activité à l'une des isotopes des métaux alcalins, le résultat sera réduit dans le rapport du pourcentage de l'isotope active.

Nos résultats sont sensiblement plus forts que ceux des anciens auteurs (1). Cela pourrait s'expliquer par la considération sur l'absorption propre du sel développée plus haut. Tout se passe, en effet, comme si pour une même quantité de sel la couche épaisse donnerait moins d'activité qu'une couche mince, car, d'après la

formule (2) il faut diminuer par un terme $\frac{\mu x}{2}$ pour tenir compte de l'absorption propre, donc λ est plus grand et par suite T est plus faible.

(1) *Hand. der Phy.*, 1933.

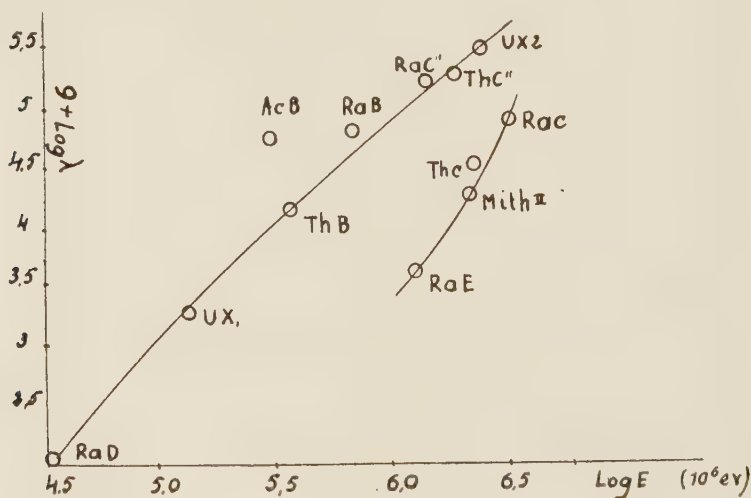
CHAPITRE VI

Considérations théoriques

1° *Relation entre l'énergie des rayons β des éléments alcalins et leurs constantes radioactives.* — Pour la radioactivité α on sait depuis longtemps qu'il y a une relation extrêmement importante entre la constante radioactive λ et l'énergie E des rayons. Pour la radioactivité β , ce n'est que récemment Sargent (1) a pu coordonner les résultats des divers auteurs et établir deux groupes de radioéléments à savoir :

RaD, UX, TbB, RaB, Rac", Thc", UX₂ ;
RaE, The, Mth, RaC.

Ces radioéléments peuvent être représentés sur les deux courbes suivantes :



(1) SARGENT. *Proc. Roy. Soc.*, t. 139, p. 659, 1933.

Remarquons que ces courbes diffèrent de celles de Geiger-Nutall pour les rayons α . Pour ceux-ci on a trois droites correspondant aux trois familles de radioéléments bien connues tandis qu'une telle famille n'existe pas pour les radioéléments émettant des rayons β .

E. Fermi ⁽¹⁾ a donné récemment une théorie basée sur la mécanique quantique pouvant interpréter d'une façon assez satisfaisante les courbes de Sargent. Il a obtenu deux formules que nous écrirons sommairement comme suit :

$$Tf = C_1 \text{ ou } C_2$$

ou T étant la période des radioéléments, f une fonction matriciale pouvant être calculée, C_1 et C_2 sont des constantes convenablement choisies de façon que la formule satisfasse aux deux groupes de radioéléments de Sargent.

Mais ce qui nous intéresse ici, c'est comparer les résultats que nous avons obtenus pour le potassium et le rubidium avec les courbes de Sargent et par suite aussi la théorie de Fermi.

D'après nos mesures d'absorption, on peut déterminer la vitesse des rayons β du potassium et du rubidium à l'aide de la table de Sargent ⁽²⁾. Connaissant la vitesse $\beta = V/C$ évaluée en unité de la vitesse de lumière on peut calculer l'énergie par la formule einsteinnienne bien connue.

On obtient ainsi le résultat suivant :

TABLEAU VII

	μ (cm ⁻¹)	β	(E. V.)
K	27	0 c. 84	5,05. 10 ⁵
	20	0 c. 92	1, 0. 10 ⁶
Rb	600	0 c. 55	0, 8. 10 ⁵
	200	0 c. 64	1. 3. 10 ⁵

(1) FERMI. *Zeit. f. Phys.*, t. 86, p. 161, 1934.

(2) Tables des constantes physiques, 1926.

Les deux points représentatifs correspondant à ces valeurs tomberaient beaucoup trop bas sur la figure 11 pour que ce fait anormal soit dû aux erreurs de l'expérience.

Pour que les éléments K et Rb rentrent dans la classification de Sargent, disons sur la courbe inférieure, il faudrait que leurs points représentatifs se trouvent sur le prolongement de cette courbe, ce qui exigerait, étant donné que les énergies des rayons β ne peuvent s'écarter beaucoup des valeurs trouvées plus haut, que leurs périodes soient inférieures à une heure, ce qui est inadmissible.

Il est donc bien certain que la radioactivité du sel alcalin se comporte d'une façon très anormale vis-à-vis des radioéléments proprement dits.

Comme elle n'est pas en accord avec les courbes de Sargent, il est à prévoir qu'il en sera de même en ce qui regarde la théorie de Fermi.

Par contre, nous avons vu (p. 36) que la valeur calculée de la période du *sanarium* se rapproche remarquablement de la valeur expérimentale. Cette différence montre encore une fois que le mécanisme de l'émission β est complètement différent de celui des rayons α .

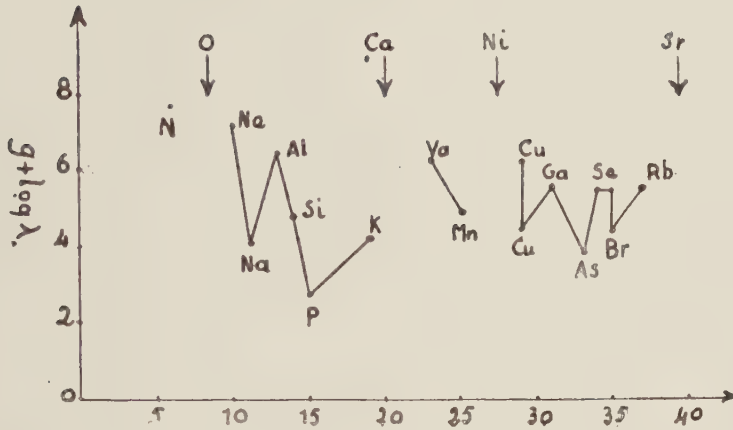
2° Dans un travail d'un autre ordre d'idées ⁽¹⁾, nous avons étudié la radioactivité induite par des neutrons à la suite des expériences de Fermi et ses collaborateurs ⁽²⁾. Nous avons montré que la *radioactivité ainsi créée peut se classer en groupes dans chacun desquels la variation des périodes suit une loi logarithmique*. Pour plus de clarté, voici la courbe représentative de ce fait.

En nous limitant aux éléments légers dont le nombre atomique Z est inférieur à 40, on a constaté un fait remarquable que les éléments tels que O, Ca, Ni, et Sr ne deviennent pas radioactifs,

(1) WENLI YEH. *Comptes rendus*, t. 199, p. 1209 et p. 1404, 1934.

(2) FERMI et collaborateurs. *Proc. Roy. Soc.*, t. 146, p. 484, 1934.

Fig. 12



Nombre Atomique dans la figure, K et Rb sont des radioéléments artificiels

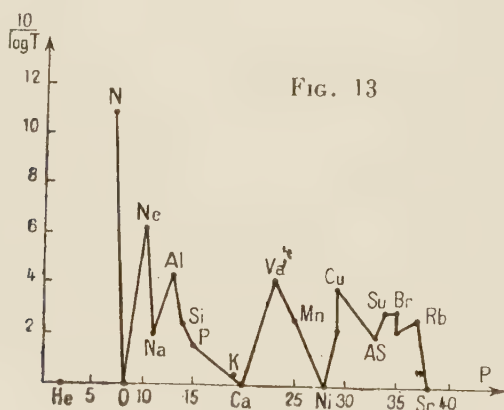
du moins par les neutrons ($Rn + Be$) employés par les auteurs cités plus haut. On expliquerait simplement ce fait en admettant qu'il y a des couches complètes des neutrons dans leurs noyaux. Or ces couches correspondent précisément à la classification des couches indiquées par W. M. Elsasser ⁽¹⁾ dans un travail basé sur les données d'Aston. Il faut donc admettre qu'il y a là une corrélation frappante. La fin des couches est signalée par l'inactivité (ou tout au moins particulièrement faible) de certains éléments pour une même source de neutrons d'énergies et d'intensités bien déterminées.

Ceci va nous permettre de faire quelques remarques intéressantes au sujet de K et de Rb.

(1) W. M. ELSASSER. *J. de Physique et le Rad.*, t. 5, p. 389, 1934.

Si nous essayons de placer les radioéléments artificiels de Fermi sur les courbes de Sargent (en employant le peu de données actuelles concernant les énergies des rayons β) on constatera qu'ils ne s'en écartent pas beaucoup; ceci nous montre que ces radioéléments se comportent d'une façon normale. Mais si nous essayons de placer les points concernant Rb et K sur la courbe de la figure 12, on rencontrera la même difficulté que sur la courbe de Sargent, les points se placeraient d'une façon très isolée par rapport aux radioéléments artificiels.

Mais la figure 12 peut être représentée d'une autre façon en prenant pour ordonnées $10/\log T$, où T est la période, nous obtenons ainsi la figure 13 :



Alors que sur les courbes 11 et 12 le potassium et le rubidium se comportent d'une façon très anormale, ils se placent régulièrement sur la figure 13 *comme étant des éléments signalant la fin des couches de neutrons*.

Ceci nous suggère que la *radioactivité spontanée du potassium et du rubidium serait due à une induction radioactive lors de la constitution nucléaire*. Il est possible, en effet, que lors de cette constitution à partir des particules élémentaires, certains éléments sous l'action des particules rapides deviennent radioactifs

de périodes trop courtes pour qu'on puisse les observer encore aujourd'hui (radioactivité artificielle) tandis qu'exceptionnellement certains autres seraient de périodes très longues (K, Rb).

Enfin les figures 11 et 13 combinées, nous montrent que les énergies des rayons β des radioéléments artificiels décroissent depuis le début jusqu'à la fin des couches. Le potassium et le rubidium qui se trouvent vers la fin des couches auront donc des énergies plus faibles que les radioéléments artificiels, ce qui est en accord avec nos résultats (p. 47). On voit du même coup que ces différences sont d'ailleurs beaucoup moins importantes que pour les périodes.

Résumé

Le but de ce travail est de déterminer par la méthode de compteur les constantes concernant les éléments doués d'une radioactivité très faible par rapport aux radioéléments proprement dits, ce sont le samarium, le potassium et le rubidium.

Le samarium, dont la radioactivité a été découverte en 1932 par Hevesy-Pahl, émet des rayons α de très faible parcours (1 cm. environ), tandis que les métaux alcalins en question émettent des particules β . On avait étudié les métaux alcalins par la méthode de chambre d'ionisation, ce qui conduisit à des résultats discordants, car leur rayonnement étant trop faible, la méthode n'était plus alors suffisamment sensible. Nous nous proposons donc d'élucider la question en employant une nouvelle méthode à savoir le Compteur de Geiger-Müller dont on se sert ces dernières années pour l'étude des rayons cosmiques et de la transmutation des éléments.

Divers modèles spéciaux du compteur ont été établis et étudiés par nous en vue de nos recherches. Ces appareils se sont montrés très sensibles quoique d'un emploi très délicat, surtout pour le compteur ouvert. Nous avons, au cours de nos expériences, constaté que leur avantage était surtout de n'exiger qu'une très faible épaisseur (dixième de millimètre) de matière active étalée sur une petite surface (quelques centimètres carrés) alors que, dans la méthode de chambre d'ionisation, on a dû employer des sels en grande épaisseur (quelques millimètres) et de très grande surface (quelques dizaines et même centaines de centimètres carrés).

Un raisonnement mathématique nous a montré en effet que l'absorption propre du sel active fausserait d'une façon notable la valeur de la vie moyenne du potassium et du rubidium. Et c'est pourquoi nous avons opéré en couche très mince pour que cet

effet soit négligeable. Dans le cas de samarium, il s'agit des rayons α de très faible parcours (quelques microns seulement dans le sel), et comme on ne peut guère réduire l'épaisseur du sel inférieure à cet ordre de grandeur, il est nécessaire dans les calculs de la vie moyenne du samarium, de tenir compte de l'absorption du sel, ce qui complique beaucoup la question.

La méthode de compteur a été employée aussi pour déterminer le parcours dans l'air des rayons α du samarium, et les coefficients d'absorption dans l'aluminium des rayons β du potassium et du rubidium. C'est ainsi que nous avons pu mettre en évidence deux groupes de rayonnement (de pouvoir pénétrant différent) pour ces métaux alcalins, au lieu d'un seul.

Le tableau suivant résume l'ensemble des résultats obtenus avec des sels purs (KCl , RbCl $(\text{C}^2\text{O}^4)^3 \text{Sa}^2 12 \text{H}^2\text{O}$) ayant subi des cristallisations fractionnées et exemptes des radioéléments connus.

Eléments .	Périodes T ans	Parcours du rayon α dans l'air	Vitesse ou énergie	Coefficient d'absorption dans Al.
Samarium	$2,3 \cdot 10^{11}$	$1,^{cm}2, \pm 0,2$	$(0,96 \pm 0,1) \cdot 10^9 \text{ cm/sec}$	Absorption non exponentielle
Potassium	$1,1 \cdot 10^{13}$	pas de α	$5,05 \cdot 10^5 \text{ e.v.}$ $1,00 \cdot 10^6 \text{ e.v.}$	27 cm—1 20 cm—1
Rubidium.	$3,5 \cdot 10^{11}$	pas de α	$0,8 \cdot 10^5 \text{ e.v.}$ $0,3 \cdot 10^5 \text{ e.v.}$	200 cm—1 600 cm—1

Le Samarium, étant une terre-rare, nous avons cherché si parmi les autres éléments de la série, il y en a qui soit aussi radioactifs. Par la méthode de compteur, nous avons montré que le lanthane et le néodym purs ne sont pas actifs, contrairement aux expériences de Libby-Latimer, et nos résultats se trouvent plus tard en accord avec ceux de Hevesy-Pahl.

Au point de vue théorique, nous considérerons séparément le samarium et les métaux alcalins.

Pour le samarium, il est intéressant de remarquer que nos mesures sont en accord avec la théorie de Gamow sur la radioactivité des radioéléments, à condition que l'on choisisse convenablement la valeur du rayon du noyau du samarium. Au contraire, la relation entre l'énergie et la vie moyenne concernant le potassium et le rubidium est très anormale. La théorie de Fermi qui permet d'expliquer la radioactivité β des radioéléments, ne peut nullement, d'après nos résultats, s'appliquer aux cas de potassium et de rubidium. Il y a là certainement une anomalie quant à la radioactivité des noyaux du potassium et du rubidium. En nous basant sur la radioactivité induite découverte récemment (Joliot-Curie, Fermi, etc.), nous avons expliqué la radioactivité du potassium et du rubidium comme étant due à un effet d'induction radioactive lors de la constitution nucléaire et signalant la fin des couches complètes de neutrons dans les noyaux.

Table des Matières

INTRODUCTION	7
CHAPITRE I. — Montages expérimentaux.....	10
CHAPITRE II. — Etude de Compteurs.....	15
CHAPITRE III. — Radioactivité des terres-rares.....	22
CHAPITRE IV. — Etude spéciale sur la radioactivité du sa- marium	28
CHAPITRE V. — Radioactivité du potassium et du Rabidium.	38
CHAPITRE VI. — Considérations théoriques.....	45
RÉSUMÉ.	52

N° 2440 Série A

N° 1574

DEUXIÈME THÈSE

Proposition donnée par la Faculté :

Identification Chimique des Radioéléments Synthétiques

Vu et Approuvé :

Paris, le 28 Mai 1935

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Ch. MAURAIN

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris

CHARLÉTY

